EINE UNTERSUCHUNG DER KERNISOMERE
$_{56}Ba^{133}m$ und $_{56}Ba^{131}m$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Günter Schilling-Schön
aus Bleicherode

Göttingen 1975

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0010

EINE UNTERSUCHUNG DER KERNISOMERE
$_{56}Ba^{133}m$ und $_{56}Ba^{131}m$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Günter Schilling-Schön
aus Bleicherode

Göttingen 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr.A.Flammersfeld

Korreferent: Prof. Dr.G. von Minnigerode

Tag der mündlichen Prüfung: 13.2. 1975

Inhaltsverzeichnis

Seite

Einleitung 1

A. Messungen am Si(Li)-Elektronenspektrometer

1) Beta-Spektroskopie mit Halbleiterzählern 3
2) Aufbau der Messapparatur 4
3) Herstellung der Elektronen-Eichpräparate 8
4) Untersuchung der Eigenschaften des Elektronenspektrometers 13
5) Herstellung der Messpräparate und Aktivierung 20
6) Messung der Elektronenspektren beim Übergang der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand 22
7) Auswertung und Diskussion der Elektronenspektren 25

B. Messungen am Ge(Li)-Gammaspektrometer

1) Aufbau und Eigenschaften des Gammaspektrometers 29
2) Messung der Röntgen- und Gammaspektren beim Übergang der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand 32
3) Auswertung und Diskussion der Röntgen- und Gammaspektren 35

C. Die Niveau-Schemata von $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ 37

D. Zusammenfassung 42

E. Literaturverzeichnis 44

Einleitung

Das Kernisomer $_{56}Ba^{131m}$ wurde erstmals 1962 von Tilbury und Yaffee[1] sowie von Horen et al.[2] mit den Kernreaktionen $_{55}Cs^{133}(p,3n)_{56}Ba^{131m}$ und $_{53}J^{127}(_{3}Li^{7},3n)_{56}Ba^{131m}$ hergestellt. Der Übergang in den Grundzustand wurde mit Hilfe von NaJ(Tl)-Szintillationszählern untersucht.

Tilbury und Yaffee fanden, dass der isomere Übergang mit einer Halbwertszeit von etwa 14,5 min unter Aussendung von konvertierter Gammastrahlung der Energie $E_\gamma = (106 \pm 4)$ keV erfolgt.

Eine genauere Untersuchung von Horen et al. zeigte jedoch, dass der Grundzustand des Isomers über eine Gamma-Kaskade erreicht wird. Die gemessenen Gammaenergien waren $E_{\gamma 1} = (78 \pm 5)$ keV und $E_{\gamma 2} = (107 \pm 3)$ keV. Die Autoren ermittelten durch Koinzidenzmessungen die K-Konversionskoeffizienten und gaben die Charakteristik der Übergänge an:

$$\alpha_K(78 \text{ keV}) = 12{,}3 \pm 1{,}5 \qquad E3$$

$$\alpha_K(107 \text{ keV}) = 0{,}90 \pm 0{,}15 \qquad M1 + (E2)$$

Die frühere Unbestimmtheit des Grundzustandes $_{56}Ba^{131g}$ bezüglich Parität und Kernspin gestattete es den Autoren jedoch nicht, ein endgültiges Niveauschema für das isomere Kernpaar $_{56}Ba^{131m}/_{56}Ba^{131g}$ anzugeben.

In vorliegender Arbeit wurden mit einem Si(Li)-Elektronenspektrometer erstmals Spektren der Konversionselektronen gemessen, die beim Übergang des Kernisomers $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand emittiert werden. Die ermittelten K/L+M -Verhältnisse sollten Aufschluss über die Art der Multipolübergänge geben.

Das Kernisomer $_{56}Ba^{131m}$ wurde am Göttinger Synchrozyklotron durch die Kernreaktion $_{55}Cs^{133}(d,4n)_{56}Ba^{131m}$ erzeugt. Beim Beschuss der Cäsium-Targets mit Deuteronen entstand als Produkt des (d,2n)-Prozesses ausserdem das 39h - Isomer $_{56}Ba^{133m}$. Dieses Kernisomer wurde ebenfalls mit dem Elektronenspektrometer untersucht.

Zusätzliche Messungen mit einem hochauflösenden Ge(Li)-Gammaspektrometer lieferten Daten für Röntgen- und Gammastrahlung der beiden isomeren Übergänge. Es konnten bereits bekannte Messwerte aus der Literatur bestätigt bzw. verbessert und genauer angegeben werden.

A. Messungen am Si(Li)-Elektronenspektrometer

1) Beta-Spektroskopie mit Halbleiterzählern

Seit etwa 1960 werden in der Beta-Spektroskopie in steigendem Ausmass Halbleiterzähler verwendet[3-8]. Dabei haben sich besonders Si(Li)-Zähler sehr gut bewährt. Ausgesuchte Si(Li)-Zählkristalle mit optimaler Vorverstärker/Verstärker-Anordnung sind zur Zeit hinsichtlich der Energieauflösung bei Elektronenenergien oberhalb von etwa 50 keV mit Magnetspektrometern mittlerer Güte durchaus vergleichbar. Im Vergleich zu Magnetspektrometern haben die Si(Li)-Elektronenspektrometer jedoch entscheidende Vorzüge:

a. Einfacher und kostensparender Aufbau
b. Schneller Messvorgang durch Aufnahme von Vielkanal-Spektren und deshalb Möglichkeit der Untersuchung von kurzlebigen Präparaten
c. Grosse Transmission und hohe absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen, dadurch Eignung für die Untersuchung schwacher Elektronenpräparate

Eingeschränkt wird die Anwendungsmöglichkeit der Si(Li)-Elektronenspektrometer dadurch, dass Elektronen mit einer Energie unterhalb von ca. 20 keV wegen des Zähler- und Verstärkerrauschens sowie durch die Totschicht im Zählerfenster nicht mehr vernünftig nachgewiesen werden können. Nachteilig für quantitative Messungen wirkt sich weiter aus, dass bisher praktisch nur empirische Daten für die energieabhängige Rückstreuung von Elektronen an Silizium existieren. Da verschiedene Autoren sehr unterschiedliche Werte angeben, war die experimentelle Aufnahme einer Ansprache-Kurve $\varepsilon = \varepsilon(E_e-)$ für das Elektronenspektrometer notwendig.

2) Aufbau der Messapparatur

Das Blockschaltbild in Fig.1 zeigt den Gesamtaufbau des Si(Li)-Elektronenspektrometers. Der Si(Li)-Zähler +) hatte eine 100 mm^2 grosse Zählfläche mit einer 2 mm dicken aktiven Zählschicht. Für Elektronenmessungen war es notwendig, die Zähler-Präparat-Anordnung unter Hochvakuum zu halten. Dazu wurde der Zähler in einer zylinderförmigen Vakuummesskammer aus Duraluminium auf einem durch die Kammerwandung wärmeisoliert geführten Kupfer-Kühlfinger angebracht. Der Kupfer-Kühlfinger tauchte ausserhalb der Kammer in ein mit flüssigem Stickstoff gefülltes Dewargefäss. Die starke Kühlung des Zählers verringerte das thermische Rauschen des Si(Li)-Zählkristalls und diente somit einer Verbesserung der Energieauflösung des Elektronenspektrometers. Die Messkammer hatte einen Innendurchmesser von 10 cm. Eine Öldiffusionspumpe mit Vorpumpe sorgte für die Aufrechterhaltung eines Hochvakuums von besser als 10^{-5} Torr in der Messkammer. Eine mit flüssigem Stickstoff beschickte Kugelkühlfalle verhinderte, dass sich in die Messkammer gelangte Öldämpfe auf dem gekühlten Zählkristall niederschlugen und somit den Messvorgang störten. Die zu untersuchenden Präparate konnten durch eine Vakuumschleuse in variablen Abstand vor den Zählkristall geführt werden. Eine Vorpumpe erzeugte in der Schleusenkammer jeweils ein Vakuum von etwa 10^{-3} Torr, bevor mit einem Flachschieber die Verbindung zum Hochvakuum der Messkammer hergestellt und die Präparathalterung eingeführt wurde. Durch ein seitlich angebrachtes Plexiglasfenster von 4 cm Durchmesser konnte die Justierung der Präparate vor dem Zähler überprüft werden.

+) Si(Li)-Zähler vom Typ K 12, Fa. Simtec ltd., Canada

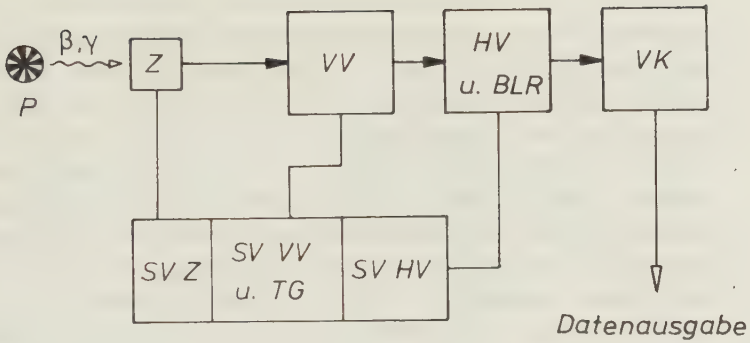


Fig.1 : Blockschaltbild des Elektronenspektrometers

P - Elektronenpräparat
Z - Si(Li)-Zähler
VV - Ladungsempfindlicher Vorverstärker
HV - Hauptverstärker
VK - Vielkanalanalysator
SV Z - Spannungsversorgung für den Si(Li)-Zähler
SV VV - Spannungsversorgung für den Vorverstärker
SV HV - Spannungsversorgung für den Hauptverstärker
TG - Testimpulsgeber
BLR - Baseline-Restorer

Die Datenausgabe aus dem Gedächtnis des Vielkanalanalysators erfolgte mit einem Druckwerk. Eine weitere Möglichkeit war die Zwischenspeicherung auf Magnetband oder Lochstreifen.

Eine isolierte Vakuumdurchführung in die Messkammer ermöglichte die Spannungsversorgung des Zählers und die Herausführung der Zählimpulse in den Vorverstärker. Der Zähler wurde mit einer Spannung von 250 bis 300 V+ betrieben. In diesem Spannungsbereich konnte die beste Energieauflösung erreicht werden. Die Zählimpulse wurden auf einen Vorverstärker+) mit einem Feldeffekttransistor am Eingang geleitet. Die vorverstärkten Impulse gelangten dann auf den Hauptverstärker++), der zur weiteren Verstärkung und einer geeigneten Impulsformung diente. Ein Baseline-Restorer konnte bei hohen Zählraten unerwünschte "pile up" -Effekte verhindern. Zur Überprüfung der elektronischen Elemente des Spektrometers konnte ein Testimpulsgeber verwendet werden. Ein 0,3 mm dickes Duraluminiumfenster an der Messkammerwand erlaubte die Energieeichung des Spektrometers mit ausserhalb der Kammer befindlichen Gammapräparaten.

Die Präparat-Zähler-Anordnung in der Vakuummesskammer des Elektronenspektrometers zeigt Fig.2 im Masstab 1:1 .
Der eigentliche Zählkristall Z wurde von einer Kupferblende abgedeckt. Nur die vom Elektronenpräparat e in den Raumwinkel Ω emittierten Elektronen konnten so auf die Oberfläche des Zählkristalls gelangen und registriert werden. Dadurch wurden unerwünschte Randeffekte vermieden, bei denen auf den Zählerrand auftreffende Elektronen nur einen Bruchteil ihrer Primärenergie an den Zähler abgeben und damit im niederenergetischen Ausläufer der Elektronenlinie registriert werden.

+) Ladungsempfindlicher Vorverstärker vom Typ TC 135 M, Fa. Tennelec, Oak Ridge, Tennessee USA

++) Hauptverstärker mit integriertem Baseline-Restorer vom Typ TC 202 BLR, Fa. Tennelec, Oak Ridge, Tennessee USA

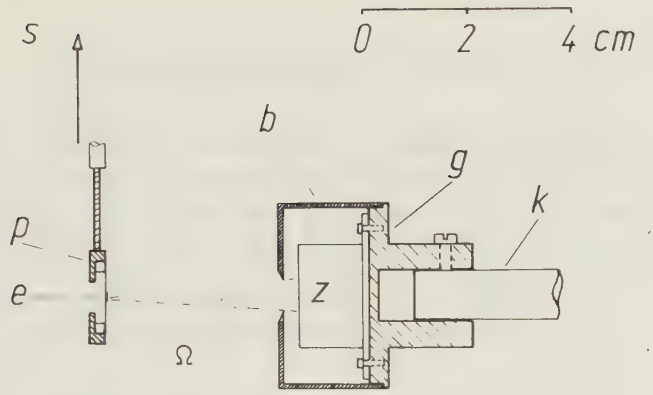


Fig.2 : Schematische Seitenansicht der Präparat-Zähler-Anordnung in der Vakuummesskammer des Elektronenspektrometers

S - zur Vakuumschleuse
P - Präparathalterung
e - an der Präparathalterung befestigtes Elektronenpräparat
b - Kupferblende
Z - Si(Li)-Zähler
g - Grundplatte aus Kupfer
Ω - von der Zähleroberfläche erfasster Raumwinkel

Der vom Si(Li)-Zähler Z erfasste Raumwinkel Ω war abhängig vom Durchmesser des Elektronenpräparates e und vom Abstand zwischen Zähleroberfläche und Präparat bei konstanter Blendenöffnung. Bei den Messungen der vorliegenden Arbeit lag das Verhältnis $\Omega/4\pi$ zwischen 0,01 und 0,02. Dies traf für Eichmessungen und Präparatuntersuchungen zu.

3) Herstellung der Elektronen-Eichpräparate

Zur Kalibrierung des Elektronenspektrometers wurden verschiedene Elektronen-Eichpräparate hergestellt. Die dafür ausgewählten radioaktiven Substanzen mussten folgende Bedingungen möglichst gut erfüllen:

a. Die Präparate emittieren Konversionselektronen messbarer Intensität mit Energien zwischen ca. 50 keV und 1 MeV

b. Die verschiedenen Elektronenlinien eines Präparates sind energetisch mit dem Elektronenspektrometer gut zu trennen

c. Die Halbwertszeiten der Präparate sind so gross, dass Eichmessungen während aller Arbeiten am Elektronenspektrometer mit den gleichen Eichpräparaten erfolgen können

d. Die relativen Intensitäten der Elektronenlinien eines jeden Präparates sind aus Magnetspektrometer-Messungen hinreichend gut bekannt

Ein Elektronen-Eichpräparat in der Seitenansicht zeigt Fig.3 im Masstab 2:1 . Eine auf einen Plexiglashohlzylinder geklebte Hostaphanfolie der Dicke d = 30 μ diente als Präparatunterlage. Mit einer Pipette wurde eine wässrige Lösung der radioaktiven Substanz als ca. 3 mm durchmessender Tropfen auf die Folie gegeben. Eine Infrarotlampe diente zur Beschleunigung des Eintrocknungsvorganges. Zur Vermeidung einer radioaktiven Verunreinigung der Messkammer durch eventuell abgelöste Präparatpartikel wurde eine Plexiglasschutzkappe mit einem Hostaphanfenster über den Hohlzylinder geschoben und mit Araldit luftdicht verklebt.

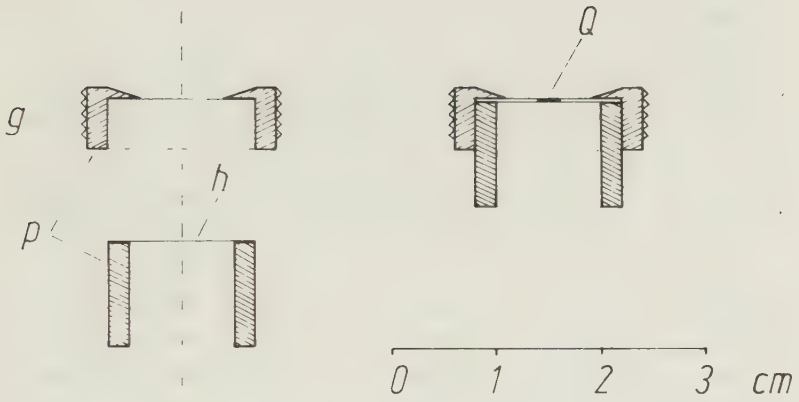


Fig.3 : Aufbau eines Elektronen-Eichpräparates
im Masstab 2:1

p - Plexiglashohlzylinder
g - Gewinde zum Einschrauben in die
Präparathalterung der Messkammer
h - aufgeklebte Hostaphanfolien
Q - Präparatfleck zwischen den beiden
Hostaphanfolien

Das Hostaphanschutzfenster der aufgeklebten Plexiglaskappe hatte eine Dicke von d = 7,5μ . Die Elektronen erleiden beim Durchtritt durch das Hostaphanfenster je nach Primärenergie einen Energieverlust ΔE von 2 bis 3 keV.

Die spezifische Aktivität der verschiedenen radioaktiven Lösungen wurde bei der Präparierung so gehalten, dass die fertigen Eichpräparate eine Aktivität von ca. 0,5 bis 2 µC besassen+).

Folgende Eichpräparate wurden mit beschriebener Methode hergestellt und bei der Spektrometereichung verwendet:

Präparat	Energie der Konversionselektronen (keV)	Relative Elektronenintensität
$_{56}Ba^{133}$	125	8,6 ± 0,3 [9]
	240,4	22,2 ± 0,5
$T_{1/2}$ = 7,2 y	266,8	49,4 ± 0,4
	320	100,0
$_{80}Hg^{203}$	193,5	100,0 [10]
	264	29,5 ± 0,5
$T_{1/2}$ = 47 d	275,4	8,9 ± 0,3
$_{83}Bi^{207}$	482	21,3 ± 1,2 [11]
	975,4	100,0
$T_{1/2}$ = 30 y		

Die Elektronenenergien und relativen Intensitäten der wichtigsten Konversionslinien wurden der Literatur[9-11] entnommen.

+) Herrn Dr.H.Kirschner danke ich für Beratung und Unterstützung bei der Präparatherstellung

Weitere benutzte Eichpräparate mit gut bekannten relativen Elektronenintensitäten waren $_{48}Cd^{107}$ und $_{56}Ba^{131}$ [12,13].

Das Präparat $_{48}Cd^{107}$ mit einer Halbwertszeit von ca. 6,5 h wurde bei Bedarf am externen Deuteronenstrahl des Synchrozyklotrons durch die Kernreaktion $_{47}Ag^{107}(d,2n)_{48}Cd^{107}$ hergestellt. Als Target diente eine mit Silber natürlicher Isotopenzusammensetzung bedampfte Hostaphanfolie. Zur Einschränkung von Selbstabsorption und Linienverbreiterung der niederenergetischen Konversionselektronen von 67,5 keV und 89,5 keV betrug die Flächendichte des aktivierten Silbers nur ca. 150 μg Ag/cm^2.

Das mit einer Halbwertszeit von ca. 12 Tagen durch Elektroneneinfang in $_{55}Cs^{131}$ übergehende Eichpräparat $_{56}Ba^{131}$ entstand als Folgeprodukt des untersuchten Kernisomers $_{56}Ba^{131m}$ oder direkt bei der Bestrahlung der Cäsiumtargets durch die Kernreaktion $_{55}Cs^{133}(d,4n)_{56}Ba^{131}$. Somit konnte jeweils nach der Untersuchung des kürzer lebenden Isomers $_{56}Ba^{131m}$ mit gleichem Target und deshalb exakt gleichen geometrischen Verhältnissen eine Spektrometereichung erfolgen.

Die monoenergetischen Konversionselektronen der Eich- und Messpräparate konnten durch folgende Einwirkungen beeinflusst werden:

a. Energieverlust oder Absorption im Präparat
b. Rückstreueffekte an der Präparatunterlage
c. Energieverlust beim Passieren des Hostaphanfensters einiger Eichpräparate
d. Energieverlust in der Totschicht des Zählerfensters
e. Statische Aufladung der Präparatunterlage
f. Rückstreueffekte am Si(Li)-Zählkristall

Die in den Punkten a. und b. aufgeführten Effekte konnten wegen der geringen Flächendichten von Präparat und Unterlage jeweils vernachlässigt werden. Bei den Eichpräparaten $_{56}Ba^{133}$, $_{80}Hg^{203}$ und $_{83}Bi^{207}$ wurde durch die Abdeckung aus Hostaphan eine Energieverschiebung ΔE von 2 bis 3 keV bewirkt. Dieser Energieverlust stimmte sehr gut mit den für Hostaphan erwarteten theoretischen Werten[14] überein. Da die zu Eichzwecken verwendeten Konversionselektronen der drei Präparate Primärenergien von grösser als 120 keV haben, konnte eine Beeinflussung von Linienform und Energieauflösung durch die Hostaphanfenster nicht beobachtet werden.

Energieverlust und Absorption in der 0,2 µ dicken Totschicht des Si(Li)-Zählers konnten für Elektronen mit Primärenergien von grösser als 50 keV vernachlässigt werden. Die statische Selbstaufladung der Präparate durch Elektronenemission führte ebenfalls zu keiner nennenswerten Beeinflussung der Elektronenlinien, wie Vergleichsmessungen mit geerdeten Präparatunterlagen zeigten.

Die in Punkt f. aufgeführten Rückstreueffekte der Elektronen am Si(Li)-Zählerkristall bewirken die niederenergetischen Ausläufer der einzelnen Elektronenlinien.

Eine empirische Untersuchung der Rückstreuung von Elektronen am verwendeten Si(Li)-Zählerkristall in Abhängigkeit von der Primärenergie wird in folgendem Abschnitt beschrieben.

4) Untersuchung der Eigenschaften des Elektronenspektrometers

Die Figuren 4. bis 6. zeigen Elektronenlinien der Eichpräparate $_{48}Cd^{107}$, $_{80}Hg^{203}$ und $_{83}Bi^{207}$, die mit dem beschriebenen Elektronenspektrometer gemessen wurden.

Der Abstand Präparat-Zählerkristall betrug jeweils 3,5 cm, die Messdauern wurden je nach Elektronenintensität unterschiedlich gewählt. Bei optimaler Verstärkereinstellung und einer angelegten Zählerspannung von 300 V+ wurden Halbwertsbreiten der Konversionslinien von ΔE = 2,6 keV für die 68,5 keV -Linie des $_{47}Ag^{107}$ und ΔE = 4,8 keV für die 975 keV -Linie des $_{82}Pb^{207}$ erreicht. Die Figuren 5. und 6. zeigen, dass K-, L- und M-Konversionslinien der konvertierten Übergänge im $_{81}Tl^{203}$ und $_{82}Pb^{207}$ energetisch deutlich voneinander getrennt werden konnten. Lediglich beim konvertierten 93,1 keV -Übergang des $_{47}Ag^{107}$ war eine saubere Trennung von L- und M-Linie nicht mehr möglich.

Die niederenergetischen Ausläufer der Elektronenlinien sind auf Rückstreueffekte am Si(Li)-Zählerkristall zurückzuführen. Der besonders starke Ausläufer der 194 keV -Linie des $_{81}Tl^{203}$ in Figur 5. wird teilweise durch Elektronen des kontinuierlichen Betaspektrums, welches bei der Umwandlung des $_{80}Hg^{203}$ in $_{81}Tl^{203}$ auftritt, hervorgerufen.

Geben die auf den Zähler treffenden monoenergetischen Konversionselektronen ihre gesamte kinetische Energie E_{kin} an den Zählerkristall ab, so werden sie in der entsprechenden Konversionslinie registriert. Ein nicht zu vernachlässigender Teil der auftreffenden Elektronen wird an der Zähleroberfläche bzw. nach einer gewissen Eindringtiefe rückgestreut und verlässt den Zähler mit einer Restenergie $E'_{kin} < E_{kin}$.

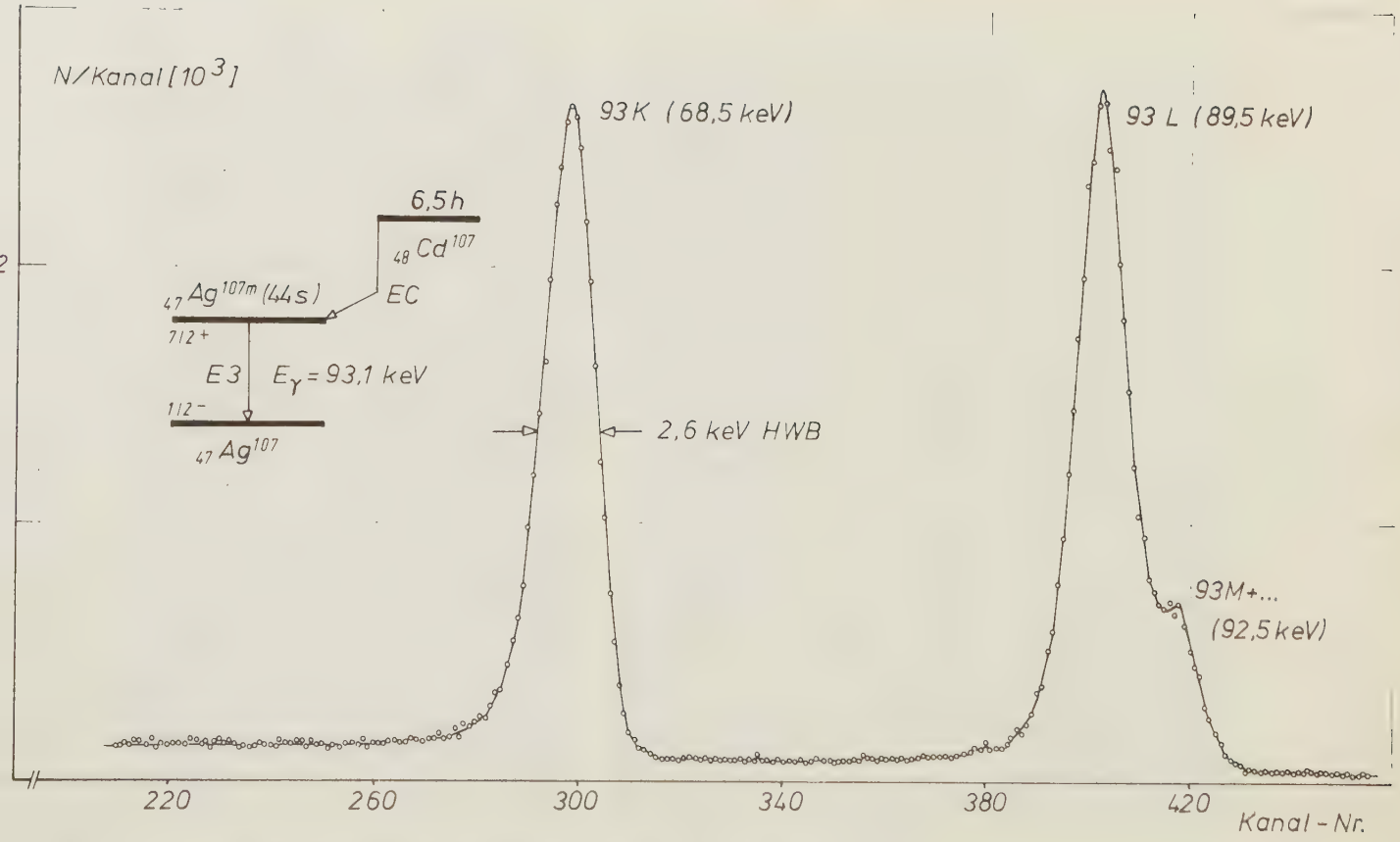


Fig.4 : Konversionselektronen-Spektrum des Eichpräparates $_{48}Cd^{107}$
(Präparatdicke: 0,2 mg Ag/cm^2, Messdauer: 60 min)

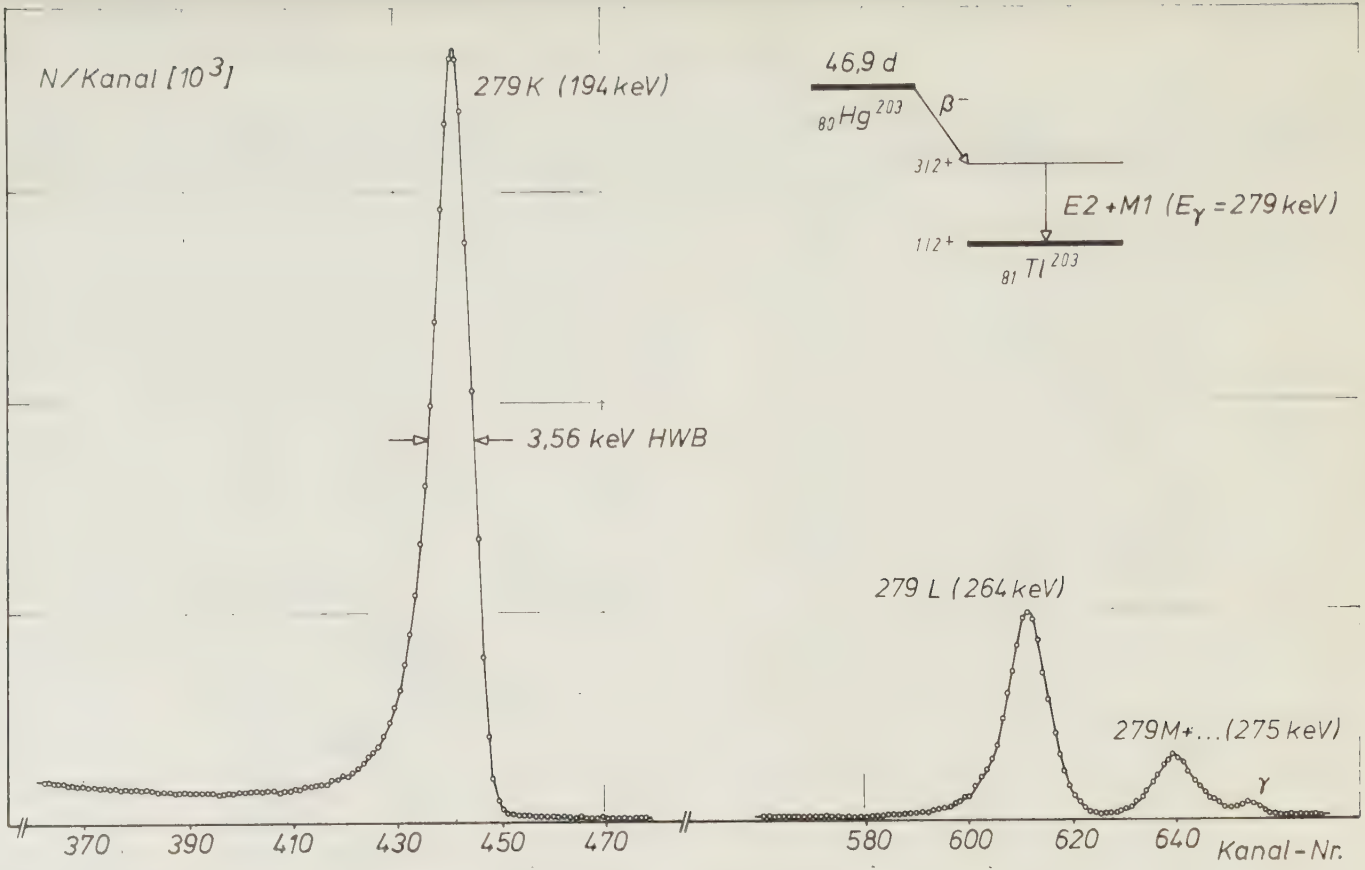


Fig.5 : Konversionselektronen-Spektrum des Eichpräparates $_{80}Hg^{203}$
(Messdauer: 130 min)

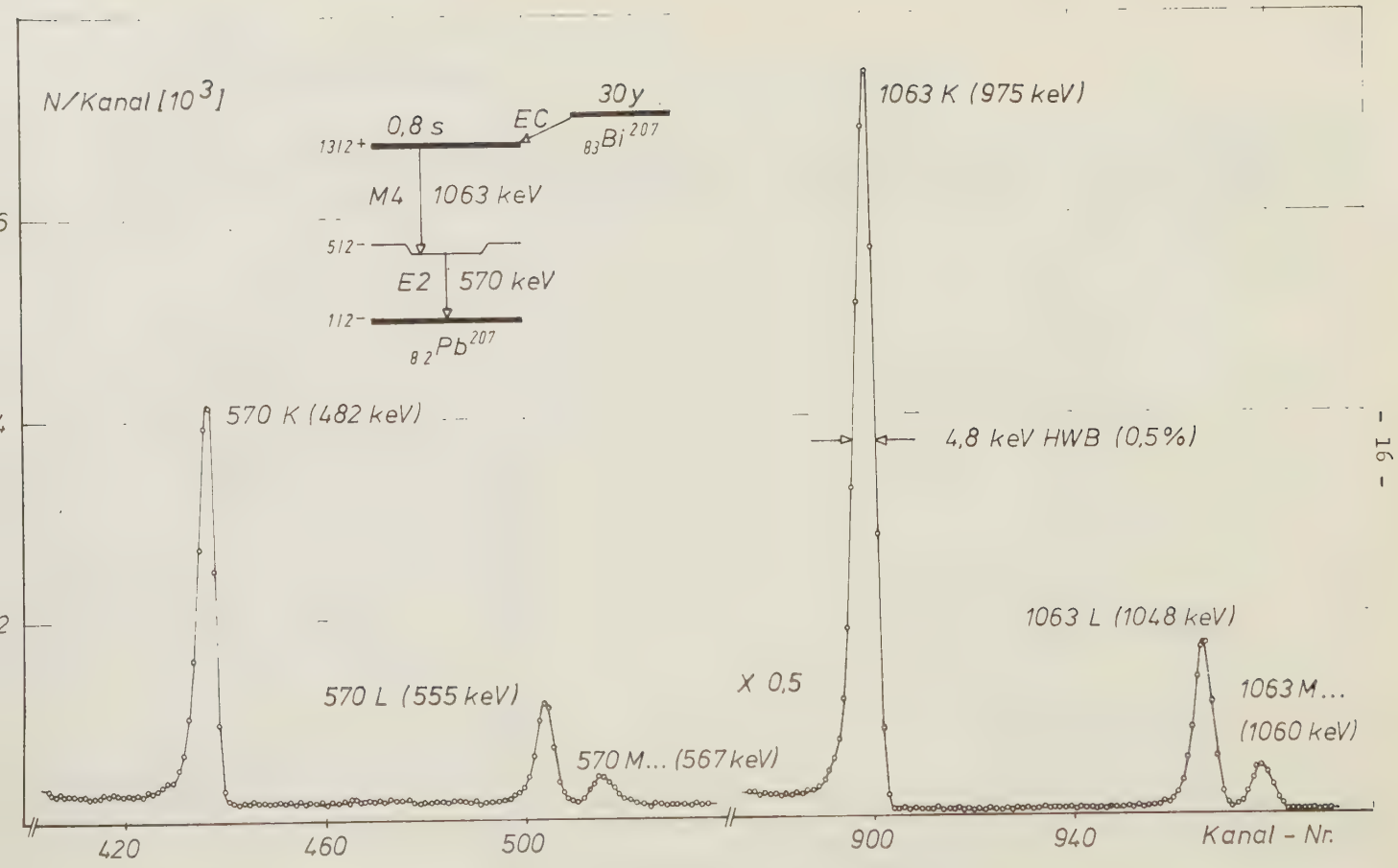


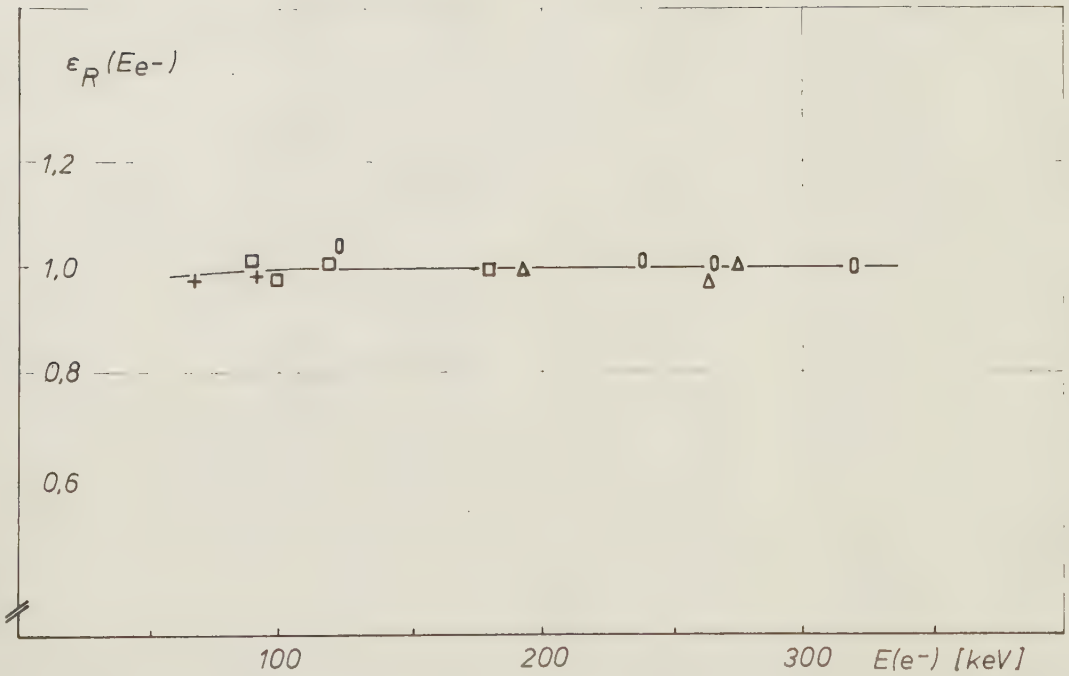
Fig.6 : Konversionselektronen-Spektrum des Lichpräparates $_{83}Bi^{207}$
(Messdauer: 480 min)

Die auf den Zählerkristall übertragene Energiedifferenz $E_{kin} - E'_{kin}$ erscheint als Ereignis im niederenergetischen Kontinuum der Konversionslinie.

Für Intensitätsvergleiche zwischen Elektronenlinien verschiedener Energie ist es notwendig, die Energieabhängigkeit der Rückstreurate zu kennen. Bisher existiert eine befriedigende Theorie für die Elektronenrückstreuung an Kristallen nicht. Empirisch ermittelte Werte für Silizium weichen bei verschiedenen Autoren[6,7,16] besonders im Energiebereich $E_{kin} < 200$ keV teilweise stark voneinander ab. Die widersprüchlichen Rückstreudaten lassen sich teilweise durch verschiedene geometrische Verhältnisse zwischen Präparaten und Zählkristallen bei den einzelnen Untersuchungen erklären.

Für das in vorliegender Arbeit verwendete Elektronenspektrometer wurde experimentell die relative Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R = \varepsilon_R(E_{e^-})$ bestimmt. Als Standardpräparate mit bekannten Elektronenintensitäten wurden die in Abschnitt 3) dieser Arbeit beschriebenen Eichpräparate verwendet. Die starke 320 keV -Konversionslinie von $_{56}Ba^{133}$ diente zur Normierung der Ansprechwahrscheinlichkeitskurve.

Figur 7. zeigt die graphische Darstellung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektronenspektrometers in Abhängigkeit von der Primärenergie der Elektronen. Für den Energiebereich 68 keV $< E_{kin} <$ 320 keV konnte eine konstante Ansprechwahrscheinlichkeit festgestellt werden. Das ist gleichbedeutend mit der Energieunabhängigkeit der Elektronenrückstreuung am Si(Li)-Zählerkristall in diesem Energiebereich.



+ = $_{48}Cd^{107}$
(68190 keV)

Δ = $_{80}Hg^{203}$
(19412641275 keV)

0 = $_{56}Ba^{133}$
(125124012671320 keV)

□ = $_{56}Ba^{131}$
(881981118180 keV)

Normierung :
320 keV($_{56}Ba^{133}$) = 1,0

Fig.7 : Experimentell ermittelte relative Elektronen-Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R = \varepsilon_R(E_e-)$ des Si(Li)-Elektronenspektrometers

Die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit wurde während der Zeit aller Messungen am Elektronenspektrometer mehrfach wiederholt. Eine Änderung des Kurvenverlaufes konnte dabei nicht festgestellt werden. Der Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit von maximal 5% setzt sich aus den Fehlerangaben der Literaturwerte für die relativen Elektronenintensitäten mit 3% und den statistischen Schwankungen der Eichmessungen mit 2% zusammen.

Konstante Ansprechwahrscheinlichkeit bei Si(Li)-Zählern für Elektronen wurde experimentell ebenfalls festgestellt von de Boer et al.[8] für den Energiebereich von $40\ \text{keV} < E_{kin} < 300\ \text{keV}$ und von Hollander[15] für den Energiebereich von $62\ \text{keV} < E_{kin} < 975\ \text{keV}$.

Das verwendete Elektronenspektrometer hatte jeweils für eine ununterbrochene Messzeit von etwa 14 Tagen gleich gute Eigenschaften bezüglich Energieauflösung und Stabilität der Verstärkung. Danach wurde eine langsam zunehmende Verschlechterung der Energieauflösung festgestellt. Dies galt besonders für niederenergetische Elektronenlinien.

Die Ursache dafür war, dass trotz Verwendung einer mit flüssigem Stickstoff beschickten Kugelkühlfalle Öldämpfe der Diffusionspumpe in geringem Ausmass in die Messkammer gelangten und sich auf dem gekühlten Zählerkristall des Elektronenspektrometers niederschlugen. Zur Regenerierung des Si(Li)-Zählers wurde der Zählerkristall in regelmässigen Abständen von ca. drei Wochen aufgetaut und die Zähleroberfläche mit reinem Alkohol vorsichtig von Ölniederschlägen gesäubert.

5) Herstellung der Messpräparate und Aktivierung

Die Erzeugung der zu untersuchenden Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ erfolgte durch die Kernreaktionen $_{55}Cs^{133}(d,2n)_{56}Ba^{133m}$ und $_{55}Cs^{133}(d,4n)_{56}Ba^{131m}$ im externen Deuteronenstrahl des Göttinger Synchrozyklotrons.

Als Targets wurden Aufdampfschichten von Cäsiumverbindungen auf Hostaphanfolien der Dicke d = 20µ verwendet. Dazu wurde gut getrocknetes und pulverisiertes Cäsiumchlorid+) oder Cäsiumnitrat+) in einer Vakuumaufdampfanlage mit einem Wolframschiffchen auf etwa 1200°C erhitzt. Die Auffängerplatte mit einer 20µ dicken Hostaphanfolie war etwa 15 bis 20 cm vom Wolframschiffchen entfernt. Dadurch konnten sehr gleichmässige und gut haftende Aufdampfschichten erzielt werden. Eine über die Hostaphanfolie geschraubte Metallschablone sorgte dafür, dass gleichzeitig drei kreisförmige Targets mit einem Durchmesser von d = 3 mm erzeugt wurden. Je nach Aufdampfdauer hatten die aufgedampften Cäsiumverbindungen Flächendichten von 0,1 bis 0,6 mg/cm^2. Bei diesen Präparatdicken wurde keine nennenswerte Eigenabsorption und Energiestraggling von Elektronen des untersuchten Energiebereiches festgestellt.

Die Anregungsfunktionen der obengenannten Kernreaktionen zur Darstellung von $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ wurden bereits experimentell ermittelt[17]. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte dienten zur optimalen Einstellung der Deuteronenenergien.

+) CsCl p.a. und $CsNO_3$ p.a., Fa. Merck, Darmstadt

Zur Herstellung des Kernisomers $_{56}Ba^{133m}$ wurde der 27,5 MeV-Deuteronenstrahl des Synchrozyklotrons durch Absorberfolien aus Aluminium auf die günstigste Reaktionsenergie von ca. 15 MeV abgebremst.

Für die (d,4n)-Kernreaktion zur Erzeugung von $_{56}Ba^{131m}$ wurden Deuteronen mit der am Göttinger Synchrozyklotron maximal erreichbaren Energie von 27,5 MeV benutzt. Die Bestrahlungsdauern lagen zwischen 5 und 10 Minuten bei der Darstellung des 15 min -Isomers $_{56}Ba^{131m}$ und zwischen 30 und 90 Minuten bei der Herstellung des 39 h -Isomers $_{56}Ba^{133m}$.

Nach der Aktivierung wurden die Targets jeweils zwischen zwei Aluminiumringe gepresst und an der Präparathalterung des Elektronenspektrometers befestigt. Die Einschleusung der Präparate über das Vorvakuum ins Hochvakuum der Messkammer und die Justierung vor dem Si(Li)-Zählerkristall dauerte etwa 5 Minuten. Insgesamt konnte spätestens 10 Minuten nach Bestrahlungsende durch das Synchrozyklotron mit der Messung am Elektronenspektrometer begonnen werden.

Um die in Abschnitt 4) besprochene Elektronenansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon = \varepsilon(E_{e^-})$ bei der Spektrenauswertung benutzen zu können, wurde darauf geachtet, dass bei der Untersuchung der Messpräparate die Präparat-Zähler-Geometrie denen der Eichmessungen entsprach.

6) Messung der Elektronenspektren beim Übergang der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand

Die Figuren 8. und 9. zeigen die Spektren der Konversionselektronen, die beim isomeren Übergang der Kernzustände $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand emittiert werden. Es wurde ausserdem bei beiden Übergängen die K-Röntgenstrahlung des Bariums mit dem Si(Li)-Zähler deutlich nachgewiesen. Vergleichsmessungen mit einem Elektronenabsorber aus Aluminiumfolie zwischen Präparat und Zählerkristall zeigten, dass die unkonvertierte Gammastrahlung der zwei Kernisomere mit dem Si(Li)-Zähler nicht merklich registriert wurde. Für die energiereicheren Gammaquanten von 108 keV und 276 keV war die Photonachweiswahrscheinlichkeit der nur 2 mm dicken aktiven Zählschicht zu gering. Der 79 keV -Übergang des Isomers $_{56}Ba^{131m}$ war, wie Messungen mit dem Ge(Li)-Gammaspektrometer in Teil B. dieser Arbeit ergaben, so stark konvertiert, dass aus Intensitätsgründen diese Gammalinie ebenfalls mit dem Si(Li)-Zähler nicht festgestellt wurde. Die 12,28 keV - Gammalinie des $_{56}Ba^{133m}$ lag unterhalb des mit dem Si(Li)-Zähler untersuchbaren Messbereiches.

Die Messzeiten lagen je nach Anfangsintensität für $_{56}Ba^{133m}$ zwischen 5 und 30 Stunden und für $_{56}Ba^{131m}$ zwischen 5 und 40 Minuten. Vor und nach jeder Messung wurden mit Eichpräparaten Vergleichsspektren aufgenommen. Es wurde festgestellt, dass sich die Spektrometereigenschaften während der Untersuchungen der Kernisomere in so unerheblichen Ausmass änderten, dass Korrektionen bei der Auswertung nicht vorgenommen werden mussten.

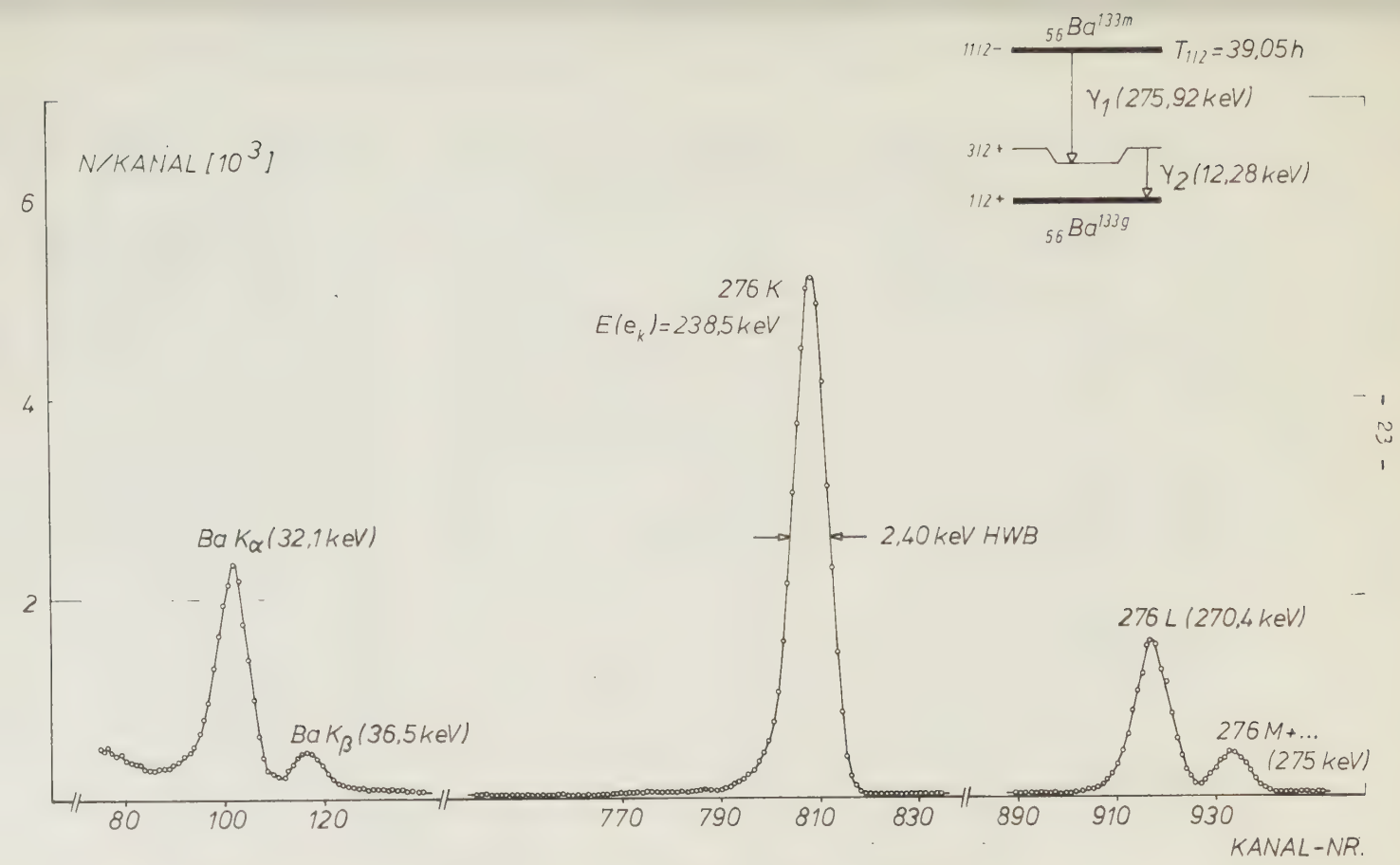


Fig.8 : Konversionselektronen-Spektrum beim Zerfall des Isomers $_{56}Ba^{133m}$
(Präparatdicke: 0,38 mg/cm^2, Messdauer: 330 min)

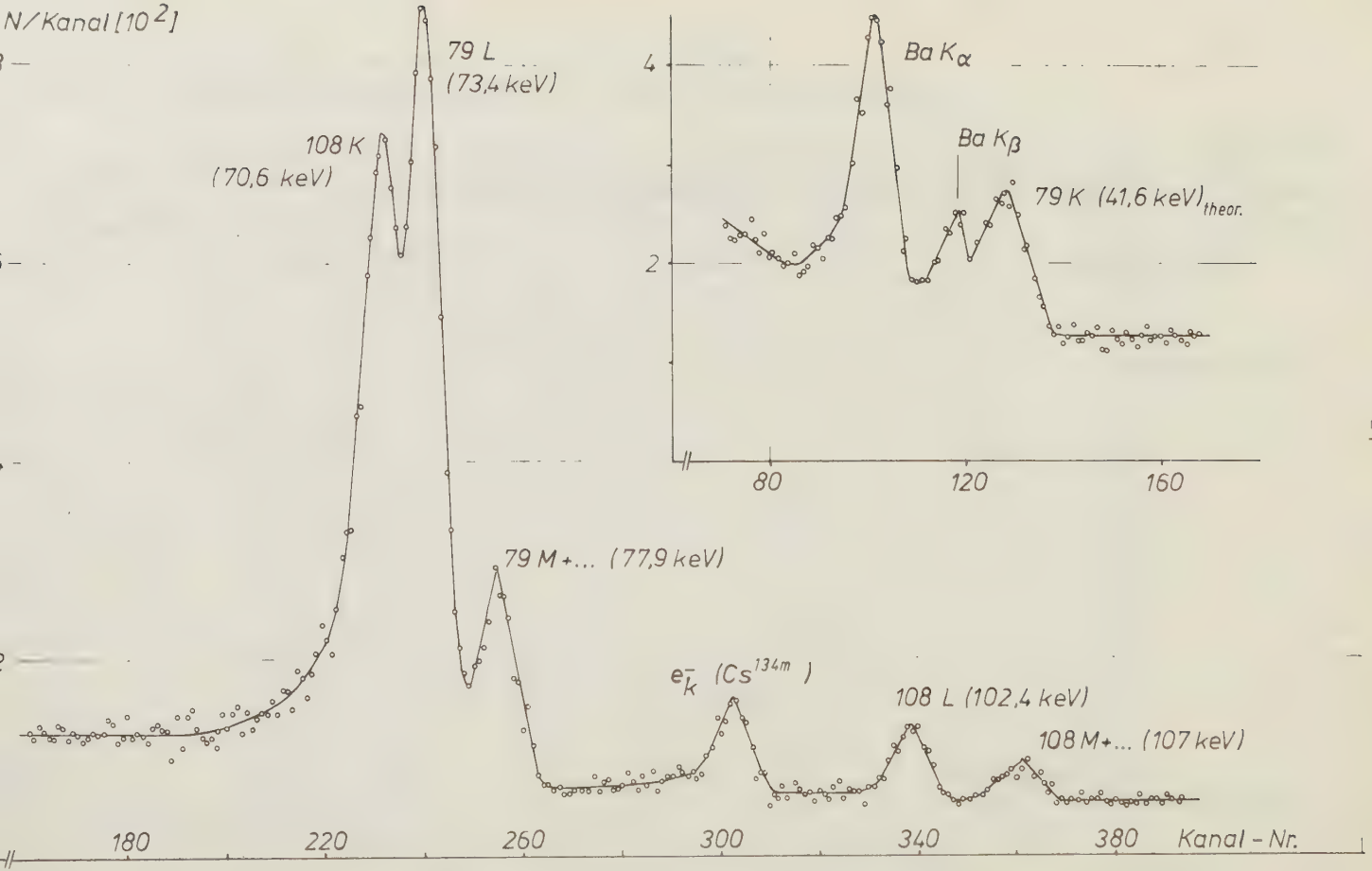


Fig.9 : Konversionselektronen-Spektrum beim Zerfall des Isomers $_{56}Ba^{131m}$
(Präparatdicke: 0,28 mg/cm², Messdauer: 18 min)

7) Auswertung und Diskussion der Elektronenspektren

Die Identifizierung und Zuordnung der verschiedenen Elektronenlinien erfolgte durch Bestimmung der Halbwertszeiten und der Elektronenenergien.

Unter Berücksichtigung der relativen Elektronenansprechwahrscheinlichkeit in Fig. 7 konnten dann die K/L+M - Verhältnisse der konvertierten Gammaübergänge einfach durch Intensitätsvergleich der entsprechenden Elektronenlinien ermittelt werden.

Die hochenergetischen Flanken der Elektronenlinien entsprachen gut denen einer Gaussverteilung. Die Form der niederenergetischen Ausläufer zeigte eine leichte Abhängigkeit von der Primärenergie der Elektronen.

Die Flächenbestimmung der einzelnen Elektronenlinien erfolgte graphisch. Für die drei sich teilweise überlappenden Elektronenlinien 108K, 79L und 79M+... des Kernisomers $_{56}Ba^{131m}$ war eine sorgfältige graphische Trennung notwendig. Dazu wurde erst die jeweils höherenergetische Linie an eine Elektroneneichlinie des gleichen Energiebereiches angepasst und dann mit ihrem niederenergetischen Untergrund vom Gesamtspektrum subtrahiert.

Figur 9. zeigt, dass die 79k -Elektronenlinie des $_{56}Ba^{131m}$ nicht vollständig von der $K\beta$ -Röntgenstrahlung des Bariums zu trennen war. Zur Ermittlung des Elektronenanteils der Doppellinie wurde bei einer Vergleichsmessung ein reines Röntgenspektrum aufgenommen. Dazu wurde zwischen Zähler und Präparat ein Elektronenabsorber aus Aluminiumfolie befestigt. Nach der Bestimmung des K_α/K_β -Verhältnisses der im Si(Li)-Zähler registrierten Barium-Röntgenstrahlung wurde der beim Elektronenspektrum auftretende K_β -Anteil berechnet und graphisch subtrahiert.

In den Tabellen I bis III sind die Messergebnisse der Untersuchungen mit dem Elektronenspektrometer an den beiden Kernisomeren $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ zusammengefasst. Zum Vergleich sind Literaturdaten und theoretische Werte angegeben.

Die Energien der Konversionselektronen wurden durch Subtraktion der entsprechenden Elektronenbindungsenergien des Bariums[18] von den in Teil B. dieser Arbeit genau bestimmten Gammaenergien ermittelt. Für die experimentell nicht getrennten L- und M- Elektronenlinien sind Energiemittelwerte angegeben.

Die theoretischen Daten für die Zuordnungen der K/L- bzw. K/L+M -Verhältnisse zur Art der Multipolübergänge wurden aus den von Hager/Seltzer[19] angegebenen Konversionskoeffizienten durch graphische Interpolation bestimmt.

Tabelle I:

K/L- und K/L+M -Verhältnis des konvertierten isomeren 275,92 keV -Überganges von $_{56}Ba^{133m}$

E(275,92 K) = 238,48 keV
E(275,92 L) = 270,17 keV
E(275,92 M) = 274,75 keV

	Eigene Messung	J.E.Thun et al.[20]	Rechnung nach Hager/Seltzer[19]			
			M4	E3	E4	M3
K/L	3,13 ± 0,12		3,21	2,68	1,32	4,60
K/L+M	2,56 ± 0,15	2,55 ± 0,10	2,63	2,20	1,08	3,75

Die angegebenen Fehler der eigenen Messungen in Tabelle I von maximal 6% ergaben sich aus statistischen Abweichungen mehrerer aufgenommener Elektronenspektren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R = \varepsilon_R(E_e-)$ des Spektrometers wurde nach Figur 7. für den betrachteten Energiebereich von 238 keV bis 275 keV als konstant angenommen.

Tabelle II:

K/L+M -Verhältnis des konvertierten 78,85 keV -Überganges von $_{56}Ba^{131m}$ in das erste angeregte Niveau des $_{56}Ba^{131}$

E(78,85 K) = 41,45 keV
E(78,85 L) = 73,2 keV
E(78,85 M) = 77,7 keV

	Eigene Messung	Rechnung nach Hager/Seltzer[19]		
		E3	M3	M4
K/L+M	0,13 $\pm$ 0,03	0,17	1,25	0,42

Der relativ grosse Messfehler von etwa 23% ergibt sich aus dem nicht völlig gesicherten Verlauf der Elektronenansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers für Elektronenenergien unterhalb von 68 keV, den bei der graphischen Auswertung auftretenden Fehlern und den statistischen Abweichungen für mehrere Messungen. Beim Vergleich mit den theoretischen K/L+M -Werten kann trotz des grossen Fehlers auf den reinen E3 -Charakter des isomeren 78,85 keV -Überganges geschlossen werden.

Tabelle III:

K/L- und K/L+M -Verhältnis des konvertierten 108,03 keV-Überganges vom ersten angeregten Niveau in den Grundzustand des $_{56}Ba^{131}$

E(108,03 K) = 70,59 keV
E(108,03 L) = 102,4 keV
E(108,03 M) = 107,0 keV

	Eigene Messung	A.Spalek et al.[21]	B.Harmatz et al.[22]	Rechnung nach Hager/Seltzer[19]			
				M1	E1	M2	E2
K/L	6,8 ± 0,7	6,1 ± 1,5	6,5	7,6	7,5	4,9	2,5
K/L+M	5,4 ± 0,6		5,28	6,2	6,3	4,1	2,0

Die Fehler der eigenen Messungen von maximal 11% ergaben sich aus den statistischen Abweichungen für mehrere Elektronenspektren sowie bei der graphischen Trennung der 108,03 K -Elektronenlinie von den 78,85 L- und 78,85 M -Linien.

B. Messungen am Ge(Li)-Gammaspektrometer

1) Aufbau und Eigenschaften des Gammaspektrometers

Zur weiteren Untersuchung der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ wurde die beim Zerfall emittierte Röntgen- und Gammastrahlung registriert. Dazu diente ein planarer Ge(Li)-Zähler+) mit sehr guter Energieauflösung. Ein nur 130 µ dickes Berylliumfenster vor dem Zählerkristall ermöglichte die Messung von Röntgen- und Gammastrahlung bis zu einer minimalen Energie von etwa 5 keV. Die 5 mm dicke empfindliche Schicht des Ge(Li)-Kristalls schränkte den vernünftig untersuchbaren Energiebereich der Gammastrahlung nach oben ein. Die in dieser Arbeit untersuchte Röntgen- und Gammastrahlung hatte Energien zwischen 12 keV und 280 keV und lag damit im Anwendungsbereich des Gammaspektrometers.

Bei optimaler Anpassung von Vorverstärker++) und Hauptverstärker+++) wurde für die 6,40 keV -Fe K_α -Linie eines $_{27}Co^{57}$ -Eichpräparates eine Halbwertsbreite von ΔE = 225 eV und für die 275,92 keV -Gammalinie des untersuchten $_{56}Ba^{133m}$ eine Halbwertsbreite von ΔE = 720 eV gemessen.

Um eine quantitative Auswertung der Röntgen- und Gammastrahlung durchzuführen, musste die energieabhängige Photoansprechwahrscheinlichkeit des Gammaspektrometers bekannt sein.

+) Mod.Nr. 8113-103CC, Fa.Ortec, Oak Ridge, Tennessee USA
++) Mod. 117 A, Fa.Ortec, Oak Ridge, Tennessee USA
+++) Mod. TC 202 BLR, Fa.Tennelec, Oak Ridge, Tennessee USA

Für die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit genügte es, die relative Photoansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R(E_\gamma)$ zu bestimmen. Dazu wurde die Methode des punktweisen Überlappens von Gammalinien verschiedener Eichpräparate angewendet. Die Gamma-Eichpräparate wurden auf die gleiche Weise hergestellt, wie es bereits in Teil A. 3) bei den Elektronen-Eichpräparaten beschrieben ist. Wegen der vernachlässigbaren Präparatdicken und der dünnen Hostaphanabdeckungen konnte bei der Auswertung auf eine Korrektion bezüglich der Absorption von Röntgen- und Gammastrahlung niederer Energie verzichtet werden. Die relativen Intensitäten von Röntgen- und Gammalinien der Eichpräparate waren mit ausreichender Genauigkeit der Literatur zu entnehmen.

Fig.10 zeigt die gemessene Photoansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R(E_\gamma)$ des Gammaspektrometers. Es wurde darauf geachtet, dass die Eichpräparate und die eigentlichen Messpräparate in gleicher Geometrie zum Zählkristall standen. Der Abstand zwischen Präparat und Be-Zählerfenster betrug gewöhnlich ca. 30 mm. Für Gammaenergien von 11 keV bis ca. 100 keV ist $\varepsilon_R(E_\gamma)$ mit einem Fehler von maximal 4% behaftet, für höhere Energien sinkt der Fehler unter 1% ab. Diese Fehler ergaben sich aus den Ungenauigkeiten der Literaturwerte für relative Gammaintensitäten und den statistischen Abweichungen verschiedener Eichmessungen.

Die Verstärkung und Energieauflösung des Gammaspektrometers erwies sich als sehr stabil. Über kontinuierliche Messzeiten bis zu 10 Tagen konnten keine messbaren Änderungen der Spektrometereigenschaften festgestellt werden.

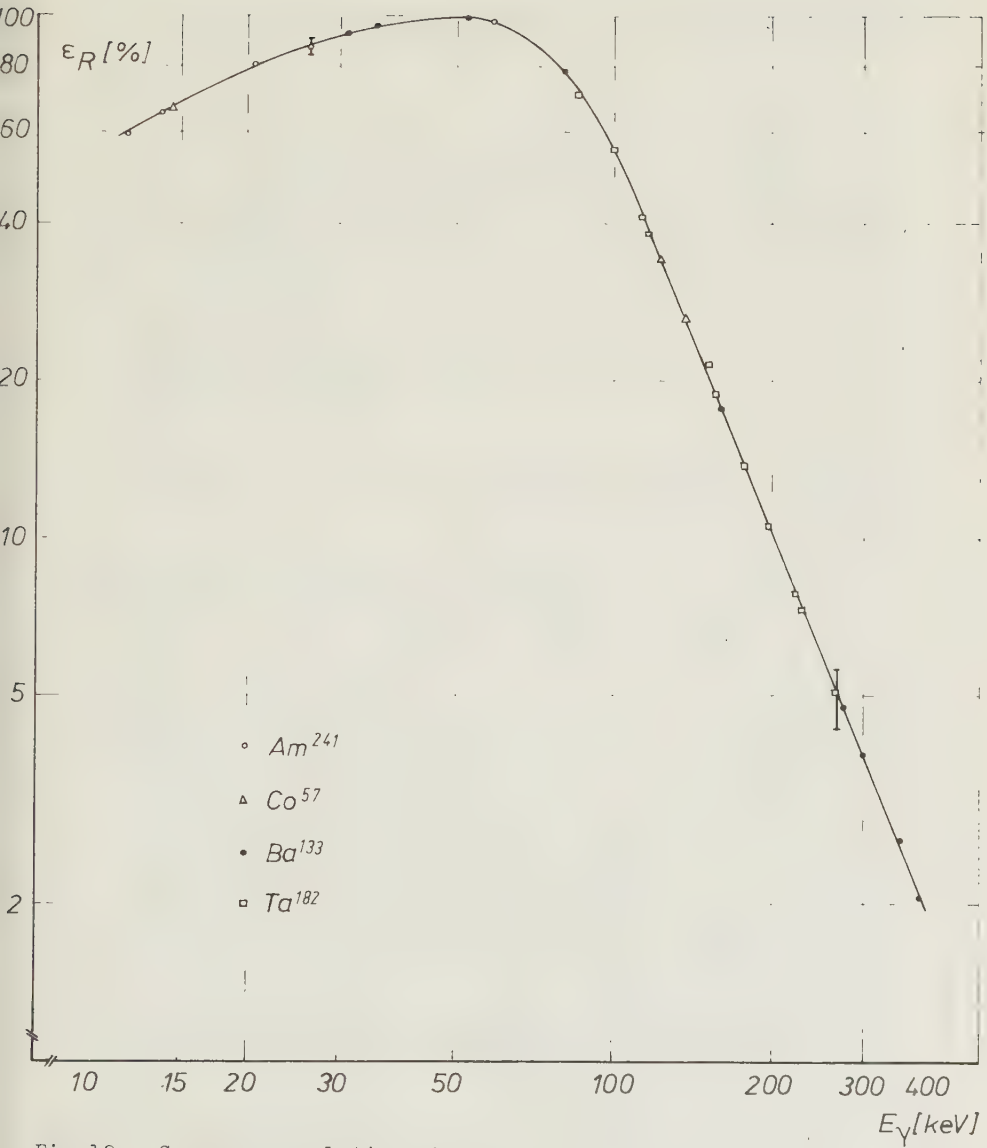


Fig.10 : Gemessene relative Photoansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R(E_\gamma)$ des Gammaspektrometers

2) Messung der Röntgen- und Gammaspektren beim Übergang der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ in den Grundzustand

Die Messpräparate $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ wurden analog zu den Elektronenpräparaten durch Aktivierung von Cäsium-Targets im externen Deuteronenstrahl des Göttinger Synchrozyklotrons hergestellt. Die Flächendichten der Targets wurden wegen einer erwünschten Aktivitätserhöhung grösser als bei den Elektronenpräparaten gewählt. Sie beliefen sich auf etwa 2 bis 15 mg Cs-Verbindung/cm^2. Eine merkliche Eigenabsorption von Röntgen- und Gammastrahlung des untersuchten Energiebereiches konnte bei diesen Präparatdicken nicht erwartet werden.

Die Bestrahlungsenergien und Bestrahlungsdauern wurden wie in Teil A. 5) beschrieben ausgewählt.

Die Figuren 11 und 12 zeigen die Röntgen- und Gammaspektren, die beim Zerfall der Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ mit dem Gammaspektrometer gemessen wurden.

Bei der Aktivierung von Cäsium mit Deuteronen der benutzten Energien entstehen neben den zu untersuchenden Barium-Isomeren auch in merklichen Mengen die radioaktiven Kerne $_{55}Cs^{134m}$ und $_{54}Xe^{133m}$ durch (d,p)- und (d,2p)- Kernreaktionen. Wegen der guten Energieauflösung des Gammaspektrometers stören die Röntgenlinien des Cäsiums und des Xenons aber nicht bei der Auswertung der Barium-Röntgenstrahlung. Auf eine chemische Abtrennung der Barium-Isomere nach Aktivierungsende konnte deshalb verzichtet werden.

Die Ausgabe der Vielkanal-Spektren erfolgte mit einem Schnelldrucker. Bei Bedarf konnte ein Magnetbandgerät die Spektren zwischenspeichern.

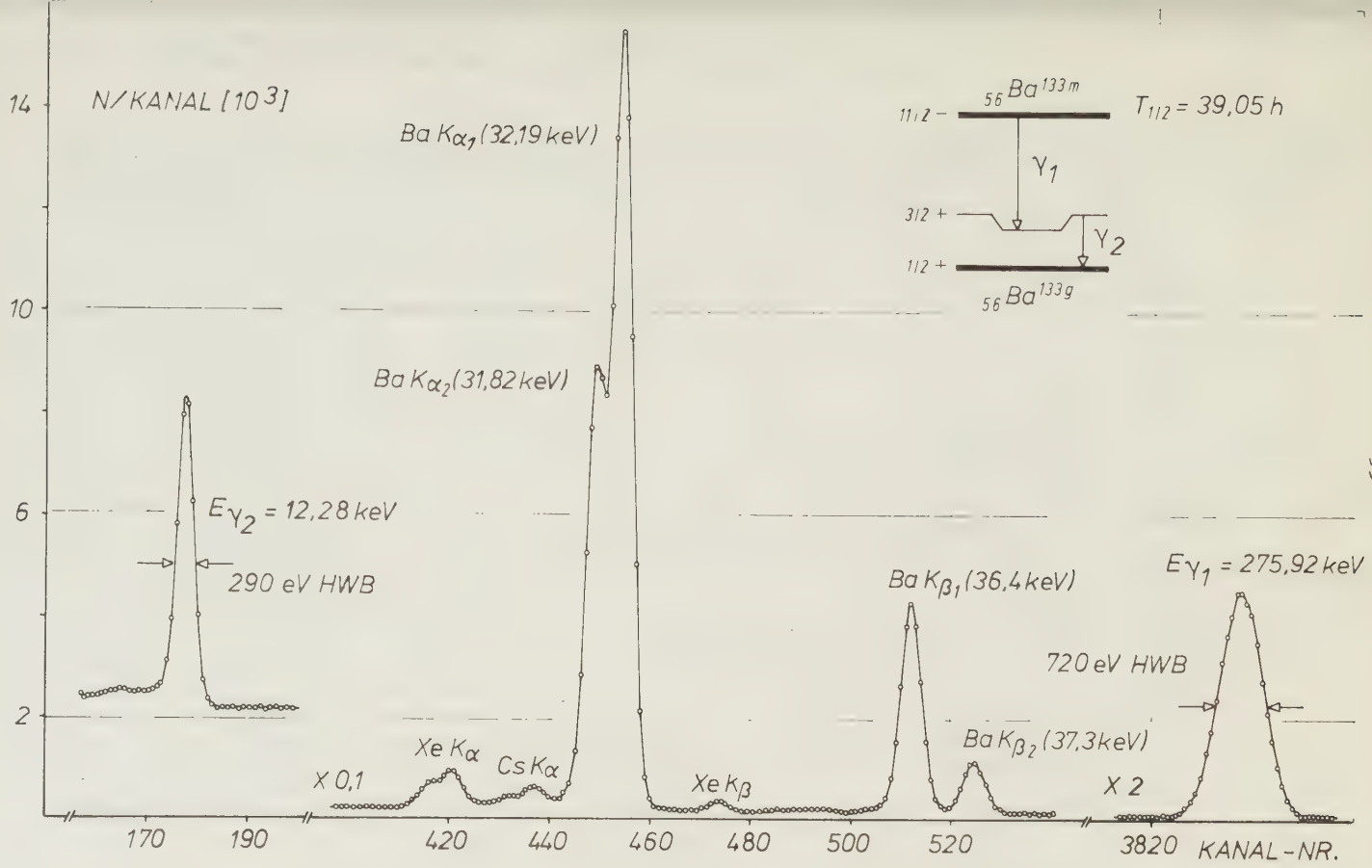


Fig.11 : Röntgen- und Gammaspektrum beim Zerfall des Isomers $_{56}Ba^{133m}$
(Messdauer: 720 min)

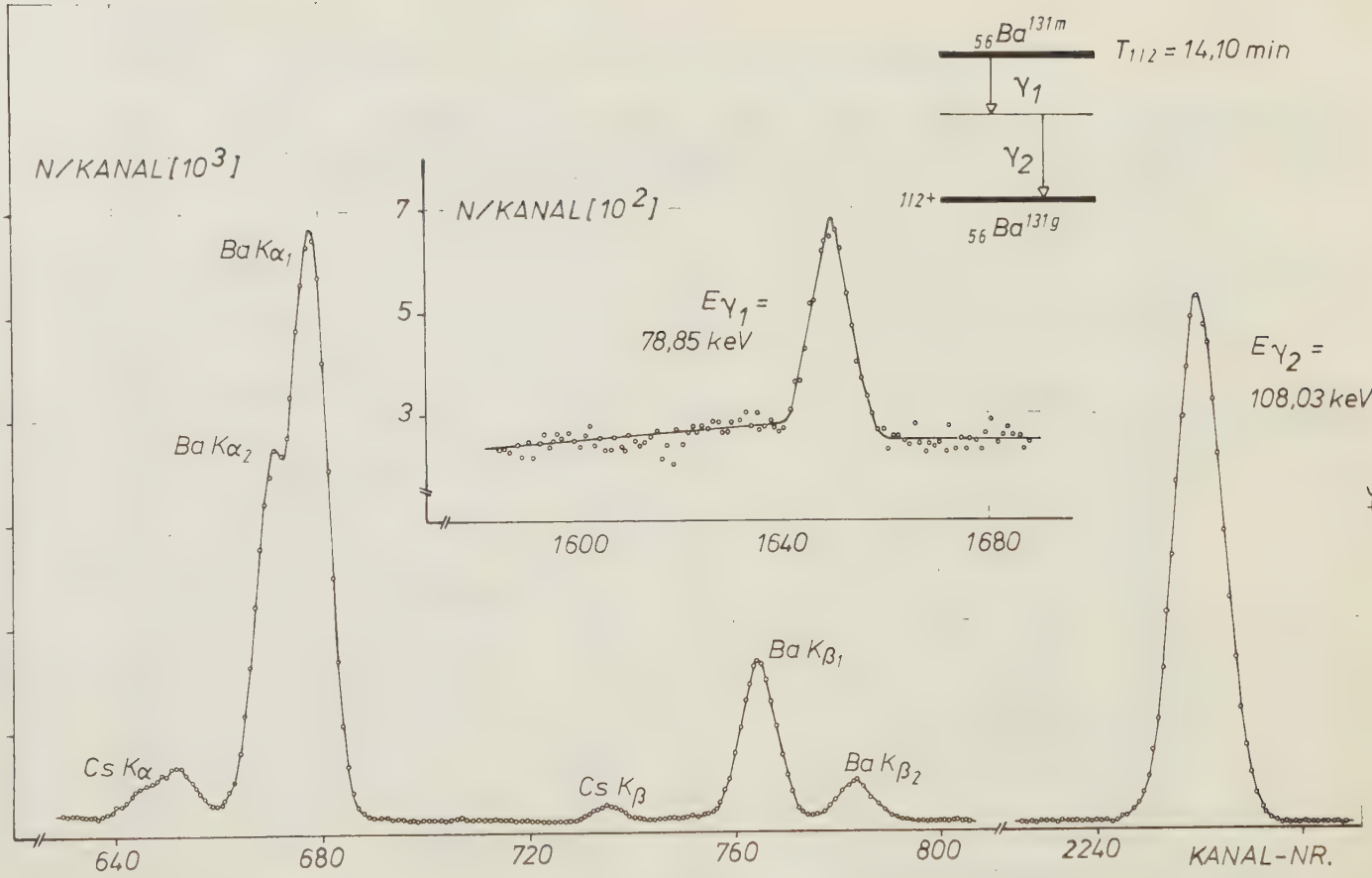


Fig.12 : Röntgen- und Gammaspektrum beim Zerfall des Isomers $_{56}Ba^{131m}$
(Messdauer: 6 min)

3) Auswertung und Diskussion der Röntgen- und Gammaspektren

Die Röntgen-und Gammaspektren der zerfallenden Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ wurden bezüglich der Energien, Halbwertszeiten und Intensitätsverhältnisse untersucht und ausgewertet. Die Tabellen IV und V geben die Messergebnisse dieser Arbeit im Vergleich mit Literaturwerten an.

Tabelle IV:

Beim Zerfall des Kernisomers $_{56}Ba^{133m}$ emittierte Gammastrahlung

	Eigene Messung	J.E.Thun et al.[20]	R.D.Hill et al.[23]
$T_{1/2}$ (h)	39,05 ± 0,30		38,9
E_{γ_1} (keV)	275,92 ± 0,05		275,7
E_{γ_2} (keV)	12,28 ± 0,07	12,290 ± 0,036	11,7 ± 0,2
Relative Intensität $I_{\gamma_1}/I_{\gamma_2}$	12,78 ± 0,70		

Für die K -Röntgenstrahlung des Bariums ergab sich $K\beta/K\alpha = 0,238 \pm 0,009$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Hansen et al.[24] gefundenen Wert $K\beta/K\alpha = 0,2370 \pm 0,0048$.

Da aus energetischen Gründen der 12,28 keV-Übergang der isomeren Kaskade keine Konversion der K-Schale des Bariums verursachen kann, bestand die Möglichkeit, aus dem Intensitätsverhältnis von K-Röntgenstrahlung und Gammastrahlung des 275,92 keV-Überganges den K-Konversionskoeffizienten direkt zu bestimmen. Mit der K-Fluoreszenzausbeute für Barium ω_K = 0,916 aus der Zusammenstellung von Bambynek[25] ergab sich $\alpha_K(275,92) = 3,27 \pm 0,17$. Von Thun et al.[20] wird angegeben $\alpha_K = 3,45 \pm 0,20$. Der theoretische Wert[19] für einen reinen M4 -Übergang ist 3,35.

Tabelle V:

Beim Zerfall des Kernisomers $_{56}Ba^{131m}$ emittierte Röntgen- und Gammastrahlung

	Eigene Messung	D.J.Horen et al.[2]	F.Adams, R.Dams[26]
$T_{1/2}$ (min)	14,10 ± 0,15	14,6 ± 0,2	
E_{γ_1} (keV)	78,85 ± 0,10	78 ± 5	
E_{γ_2} (keV)	108,03 ± 0,05	107 ± 3	108,2
$I(X_K)$ +)	100	100	
I_{γ_1}	2,42 ± 0,20	2,9 ± 1,4	
I_{γ_2}	128,50 ± 6,10	120 ± 20	

+) Gemessene relative Intensitäten für Röntgen- und Gammastrahlung. Normierung: $I(K_\alpha + K_\beta) = 100$

C. Die Niveau-Schemata von $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$

(1) $_{56}Ba^{133g}$ / $_{56}Ba^{133m}$

Der Übergang des Kernisomers $_{56}Ba^{133m}$ erfolgt als Kaskade über ein kurzlebiges Zwischenniveau in den Grundzustand. Mit Hilfe der Weisskopf-Abschätzung[28] bezüglich Energie und Halbwertszeit kann dem 275,92 keV-Übergang ein M4 - Charakter zugeordnet werden. Der ermittelte Wert von α_K(275,92 keV) und die in Teil A. bestimmten K/L- bzw. K/L+M -Verhältnisse für den konvertierten Übergang erhärten diese Aussage.

Thun et al.[20] haben den in der L-Schale konvertierten 12,28 keV-Übergang vom Zwischenniveau in den Grundzustand des $_{56}Ba^{133}$ elektronenspektroskopisch untersucht. Sie schlossen aus dem ermittelten $L_I/L_{II}/L_{III}$ -Verhältnis auf einen reinen M1 -Übergang ohne nennenswerte E2 -Beimischung.

Grundzustände von gu -Kernen der betrachteten Neutronen-Region haben nach dem Schalenmodell[27] Spin und Parität $1/2^+$ oder $3/2^+$. Nach Untersuchungen des EC-Überganges von $_{56}Ba^{133g}$ in die angeregten Zustände des $_{55}Cs^{133}$ gilt Spin und Parität $1/2^+$ für $_{56}Ba^{133g}$ als gesichert.

Die Übergangskaskade vom isomeren Niveau $_{56}Ba^{133m}$ über einen niedrig angeregten Zwischenzustand in das Grundniveau $_{56}Ba^{133g}$ kann nach dem Schalenmodell somit leicht gedeutet werden als:

$$1h_{11/2^-} \xrightarrow[M4]{275,92\ keV} 2d_{3/2^+} \xrightarrow[M1]{12,28\ keV} 3s_{1/2^+}$$

Das Niveau-Schema des isomeren Kernpaares $_{56}Ba^{133g}/_{56}Ba^{133m}$ ist in Fig.13 angegeben.

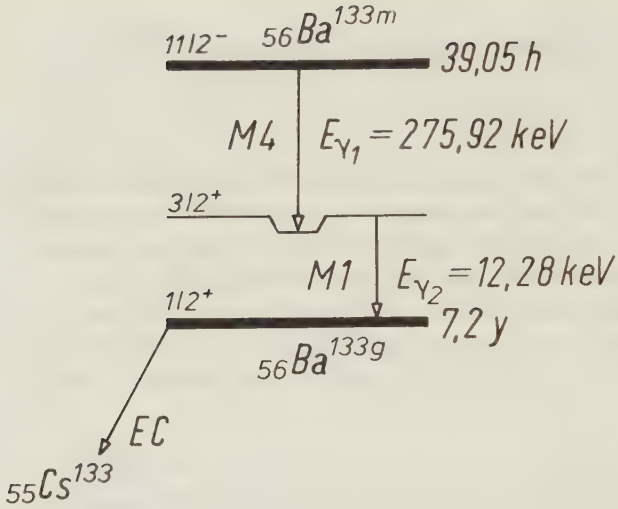


Fig.13 : Niveau-Schema des isomeren Kernpaares $_{56}Ba^{133g}$ / $_{56}Ba^{133m}$

Dieses bereits von Thun et al.[20] angegebene Niveauschema wird durch die Messergebnisse der vorliegenden Arbeit bestätigt.

Ein direkter E5 -Übergang des isomeren Niveaus in den Grundzustand konnte nicht nachgewiesen werden. Falls ein solcher Übergang stattfindet, ist die Wahrscheinlichkeit dafür im Verhältnis zum Kaskadenübergang $< 0,2\%$.

Gleichartige kaskadenisomere Übergänge
$h_{11/2^-} \longrightarrow d_{3/2^+} \longrightarrow s_{1/2^+}$ für gu-Kerne dieser (Z,N)-Region wurden in mehreren Fällen gefunden[13] : $_{52}Te^{123m}$, $_{52}Te^{125m}$ und $_{54}Xe^{129m}$.
Das $h_{11/2^-}$ Niveau tritt als isomerer Zustand weiter auf bei den Kernen $_{54}Xe^{131m}$, $_{54}Xe^{133m}$, $_{54}Xe^{135m}$ und $_{56}Ba^{135m}$.[18,29]

(2) $_{56}Ba^{131g}$ / $_{56}Ba^{131m}$

Die Untersuchungen von Horen et al.[2] führten zu keiner eindeutigen Angabe eines Niveau-Schemas für das isomere Kernpaar $_{56}Ba^{131g}/_{56}Ba^{131m}$. Für die experimentell nachgewiesene E3 - M1 - Gammakaskade gaben die Autoren alternativ die folgenden Übergänge an:

I. $11/2^- \longrightarrow 5/2^+ \longrightarrow 3/2^+$ und

II. $9/2^- \longrightarrow 3/2^+ \longrightarrow 1/2^+$

Der dritte diskutierte dreistufige Übergang

III. $11/2^- \longrightarrow 5/2^+ \longrightarrow 3/2^+ \longrightarrow 1/2^+$

wurde von den Autoren als wenig wahrscheinlich erachtet, da sie einen dritten Gammaübergang nicht beobachteten.

In vorliegender Arbeit konnte ebenfalls neben den bereits aufgeführten E3-Gammaquanten von 73,35 keV und den M1-Gammaquanten von 108,03 keV kein weiterer Übergang gleicher Halbwertszeit und $E_\gamma >$ ca. 3,5 keV nachgewiesen werden. Da ausserdem bisher für gu -Kerne der betrachteten (Z,N)-Region mit $N < 82$ =: Schalenabschluss kein dreistufiger Übergang eines Isomers in den Grundzustand beobachtet wurde, kann die Möglichkeit III. im vorliegenden Fall des $_{56}Ba^{131m}$ mit ziemlicher Sicherheit ausgeschlossen werden.

Zur Entscheidung für Übergangsmöglichkeit I. oder II. ist die Kenntnis des Spins des Grundzustandes notwendig. Eine direkte Kernspinmessung an $_{56}Ba^{131g}$ wurde bisher noch nicht durchgeführt. Untersuchungen des EC-Überganges von $_{56}Ba^{131g}$ in die angeregten Zustände des $_{55}Cs^{131}$ ergaben, dass für den Grundzustand $_{56}Ba^{131g}$ das Schalenmodell-Niveau $3s_{1/2^+}$ angenommen werden kann[13,30].

Diese Annahme wird erhärtet, wenn die bekannten Grundzustände der benachbarten gu -Kerne des Bariums, Xenons und Tellurs hinsichtlich der Systematik des Schalenmodells betrachtet werden.

Aus dem gemessenen K/L+M -Verhältnis dieser Arbeit und den von Horen et al.[2)] bestimmten Konversionskoeffizienten kann man schliessen, dass der 78,85 keV-Übergang vom isomeren Zustand in das Zwischenniveau führt. Nach Tabelle II hat der Übergang reinen E3 -Charakter.

Der 108,03 keV-Übergang vom Zwischenniveau in den Grundzustand des $_{56}Ba^{131}$ hat nach Tabelle III entweder den Multipolcharakter M1 oder E1. Da der Grundzustand und das angeregte Zwischenniveau positive Parität besitzen ist ein E1 -Übergang nach der Auswahlregel verboten. Der Grundzustand des $_{56}Ba^{131}$ wird demnach vom Zwischenzustand durch einen M1 -Übergang mit eventueller E2 -Beimischung bevölkert.

Spalek et al.[21)] sowie Harmatz et al.[22)] untersuchten den 61 min -Elektroneneinfang des $_{57}La^{131}$ in die angeregten Niveaus des $_{56}Ba^{131}$. Harmatz et al. stellten fest, dass dabei weniger als 0,1% des $_{57}La^{131}$ in das isomere $9/2^-$ -Niveau des $_{56}Ba^{131}$ übergehen. Das angeregte $d_{3/2}{}^+$ -Niveau des $_{56}Ba^{131}$ wird dagegen vom $_{57}La^{131}$ stark bevölkert und wandelt sich nach Angabe der Autoren durch einen fast reinen M1 -Übergang mit maximal 2% E2 -Beimischung in den $s_{1/2}{}^+$ -Grundzustand um.

Fig.14 zeigt das Niveau-Schema des isomeren gu -Kernpaares $_{56}Ba^{131g}/_{56}Ba^{131m}$ mit den als wahrscheinlich geltenden Angaben für Spin und Parität der einzelnen Niveaus.

Isomere Übergangskaskaden $h_{9/2^-} \longrightarrow d_{3/2^+} \longrightarrow s_{1/2^+}$ sind auch bei anderen gu -Kernen der gleichen (Z,N)-Region gefunden worden. Schmidt-Ott et al.[29] geben als Beispiele die Kernpaare $_{54}Xe^{127g}/_{54}Xe^{127m}$ und $_{54}Xe^{125g}/_{54}Xe^{125m}$ an.

Li et al.[34] und Alexander et al.[35] untersuchten eingehend die isomeren Kerne $_{56}Ba^{129m}$ und $_{57}La^{129m}$ und fanden, dass auch diese isomeren Zustände mit grosser Wahrscheinlichkeit als $h_{9/2^-}$ Niveaus gedeutet werden können.
Dieser Sachverhalt ist mit dem Einteilchen-Schalenmodell für sphärische Kerne nicht erklärbar.

Sheline et al.[31] sagten bereits 1961 für Kerne mit $Z > 54$ und $N < 78$ ein Gebiet schwacher Deformation voraus. Von verschiedenen Autoren[32,33] wurde diese Vermutung inzwischen experimentell bestätigt. Nach einem modifizierten Nilsson-Modell[36] ist für diese Kerne mit schwacher negativer Deformation das Neutronen-Niveau $h_{9/2^-}$ gegenüber dem Neutronen-Niveau $h_{11/2^-}$ energetisch begünstigt.

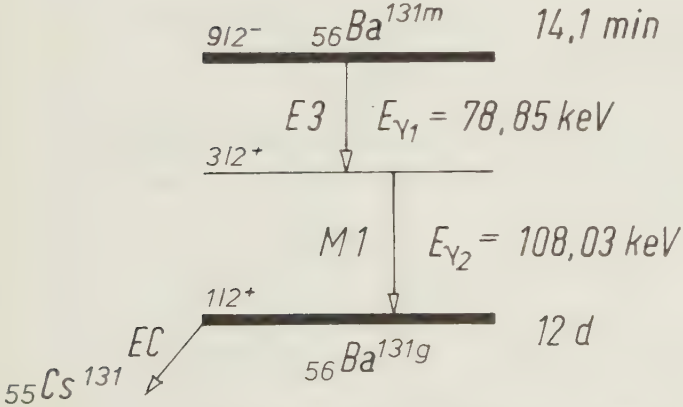


Fig.14 : Niveau-Schema des isomeren gu -Kernpaares $_{56}Ba^{131g}/_{56}Ba^{131m}$ nach vorliegender Arbeit

D. Zusammenfassung

Es wurde ein Si(Li)-Elektronenspektrometer zur Untersuchung konvertierter Kernübergänge gebaut. Mit selbsthergestellten Elektroneneichpräparaten konnte mit guter Genauigkeit die relative Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_R(E_e-)$ des Spektrometers bestimmt werden. Für den Energiebereich 68 keV $< E_e- <$ 320 keV erwies sich dabei $\varepsilon_R(E_e-)$ als innerhalb der Fehlergrenzen konstant.

Mit dem Si(Li)-Elektronenspektrometer und einem hochauflösenden Ge(Li)-Gammaspektrometer wurden die im externen Deuteronenstrahl des Göttinger Synchrozyklotrons hergestellten Kernisomere $_{56}Ba^{133m}$ und $_{56}Ba^{131m}$ untersucht. Die registrierten Spektren der Konversionselektronen sowie der Röntgen- und Gammastrahlung wurden hinsichtlich der Halbwertszeiten, Energien und der relativen Intensitäten ausgewertet. Die Ergebnisse wurden mit Messwerten anderer Autoren und mit theoretischen Berechnungen verglichen.

Für das Kernisomer $_{56}Ba^{133m}$ wurde gute Übereinstimmung mit Ergebnissen von Thun et al.[20] festgestellt. Der aus den Messwerten abgeleitete kaskadenisomere Übergang in den Grundzustand $h_{11/2^-} \text{---(M4)---} d_{3/2^+} \text{---(M1)---} s_{1/2^+}$ ist charakteristisch für viele isomere Übergänge dieser (Z,N)-Region und lässt sich mit dem Einteilchen-Schalenmodell gut beschreiben.

Für das Kernisomer $_{56}Ba^{131m}$ zeigte sich, dass der Übergang in den Grundzustand als E3 - M1 -Kaskade erfolgt. Unter der als gesichert geltenden Annahme, dass $_{56}Ba^{131}$ den Grundzustand $s_{1/2}^+$ besitzt, kann der isomere Übergang als $h_{9/2}^- \text{—(E3)—} d_{3/2}^+ \text{—(M1)—} s_{1/2}^+$ beschrieben werden.

Ein isomeres $h_{9/2}^-$ Niveau bei $_{56}Ba^{131}$ lässt sich mit dem einfachen Einteilchenschalenmodell für sphärische Kerne nicht erklären. Der Vergleich mit einem modifizierten Nilsson-Modell legt die Annahme nahe, dass $_{56}Ba^{131m}$ ein schwach negativ deformierter Kern ist.

E. Literaturverzeichnis

1) R.S.Tilbury, I.Yaffe — Phys.Rev. 129, 1709 (1963)

2) D.J.Horen, H.Kelly, I.Yaffe — Phys.Rev. 129, 1712 (1963)

3) G.Bertolini, F.Cappelani, G.Restelli — Nucl.Instr.Methods 32, 86 (1965)

4) D.R.Zolnowski, T.T.Sugihara — Nucl.Instr.Methods 114, 341 (1974)

5) L.J.Jardine, C.M.Lederer — Nucl.Instr.Methods 120, 515 (1974)

6) J.F.Willett — Nucl.Instr.Methods 84, 157 (1970)

7) F.Freund — Z.f.Physik 264, 259 (1973)

8) F.W.N.de Boer, E.W.A.Lingemann, R.van Lieshout, R.A.Ricci — Nucl.Phys. A158,166 (1970)

9) H.E.Bosch, A.J.Haverfield — Nucl.Phys. A108,209 (1968)

10) G.J.Nigh, A.H.Wapstra et al. — Nucl.Phys. 9, 528 (1958)

11) F.F.Brady, N.F.Peek, R.A.Warner — Nucl.Phys. 66, 365 (1965)

12) H.Schneider, I.J.van Heerden, D.Reitmann — Il Nuovo Cim. 10,338(1958)

13) H.Kelly, D.J.Horen — Nucl.Phys. 47, 454 (1963)

14) A.T.Nelms — Energy Loss and Range of Electrons and Positrons, Supplement to National Bureau of Standards, Circ.577 Washington D.C. 1958

15) J.M.Hollander — Internal Conversion Processes, Academic Press, New York 1966

16) D.E.Hester, A.J.Rainwater	Nucl.Instr.Methods 41, 51 (1966)
17) G.Schilling-Schön	Diplomarbeit, Göttingen 1970
18) C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Perlman	Tables of Isotopes, 6.Aufl., N.Y.-London-Sydney 1968
19) R.S.Hager, E.C.Seltzer	Nucl.Data A4 1968
20) J.L.Thun, S.Törnkvist, F.Falk, E.Snellman	Nucl.Phys. 67, 625 (1965)
21) A.Spalek, I.Kezanka, J.Jursik, J.Frana, M.Vobecky	Nucl.Phys. A118, 161(1968)
22) E.Harmatz, T.H.Handley	Nucl.Phys. A191, 497(1972)
23) R.D.Hill, F.R.Metzger	Phys.Rev. 83, 455 (1951)
24) J.S.Hansen, H.U.Freund, R.W.Fink	Nucl.Phys. A142, 604(1970)
25) A.Bambynek	Rev.mod.Phys. Vol.44, Nr.4, 714 (1972)
26) F.Adams, R.Dams	J.Radioanal.Chem. 3, 99 (1969)
27) M.Göppert-Mayer	Phys.Rev. 78, 1622 (1950)
28) G.J.Nigh, A.H.Wapstra, K.van Lieshout	Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland Publ.Co., Amsterdam 1959
29) W.D.Schmidt-Ott, W.Weirauch, F.Smend, H.Langhoff, D.Gföller	Z.f.Physik 217, 282 (1968)
30) D.W.Horen, J.M.Hollander, R.L.Graham	Phys.Rev. 135, 302 (1964)
31) R.K.Sheline, T.Sikkeland, R.N.Chanda	Phys.Rev.Lett. 7, 446 (1961)
32) J.L.Clarkson, R.M.Diamond, F.S.Stephens, I.Perlman	Nucl.Phys. A93, 272 (1967)

33) D.Ward, R.M.Diamond, F.S.Stephens — Nucl.Phys. A117, 309 (1968)

34) A.C.Li, I.I.Preiss, P.M.Strudler, D.A.Bromley — Phys.Rev. 141, 1007 (1965)

35) K.F.Alexander, W.Neubert, H.Rotter, S.Chojnacki, Ch.Broste, T.Morek — Nucl.Phys. A133, 77 (1969)

36) K.Kumar, M.Baranger — Phys.Rev.Lett. 12, 73(1964)

Herrn Professor Dr. A.Flammersfeld danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für wichtige Ratschläge und ständige Unterstützung bei der Durchführung der Messungen.

Lebenslauf

Ich wurde am 29.Juli 1943 in Bleicherode/Kreis Nordhausen als drittes Kind des Kfm. Angestellten Fritz Schilling-Schön und seiner Ehefrau Gertrud, geb.Seelig, geboren.

Von 1950 bis 1962 besuchte ich in Bleicherode die Volksschule und die Max Planck-Oberschule. Im Mai 1962 legte ich die Reifeprüfung ab. Im Juli 1963 flüchtete ich in die Bundesrepublik.

In Darmstadt besuchte ich von Oktober 1963 bis September 1964 einen Vorstudienkursus, dessen Absolvierung mir die Berechtigung zum Besuch einer Universität der Bundesrepublik gab.

Im Wintersemester 1964 begann ich das Studium der Physik an der Georg-August-Universität in Göttingen.
Am 8.5.1967 legte ich dort das Diplomvorexamen in Physik ab.
Seit Wintersemester 1968 arbeite ich unter Anleitung von Herrn Professor Dr. A.Flammersfeld am II.Physikalischen Institut der Universität Göttingen. Meine Diplomarbeit behandelte „Deuteroneninduzierte Kernreaktionen am Cäsium".
Die Diplomprüfung für Physiker legte ich am 16.12.1970 ab.